

07;08
©1995

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ГИПЕРЗВУКЕ В ГИРОТРОПНЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ С ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Г.В.Кулак, С.Н.Ковчур

Для целей оптимизации акустооптических (АО) устройств, а также экспериментального определения параметров акустических кристаллов (фотоупругих постоянных, коэффициентов затухания ультразвуковых волн, модулей упругости, параметров оптической и акустической гиротропии и т. д.) необходимо знать особенности брэгговской дифракции света на ультразвуке (УЗ) в различных средах [1,2]. К настоящему времени известно несколько работ [3-5], посвященных изучению влияния затухания высокочастотного ультразвука (гиперзвука) на поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света. С увеличением частоты ультразвука наряду с оптической становится существенной акустическая гиротропия. При этом в ряде случаев для корректного расчета АО устройств необходим учет влияния акустической гиротропии [6]. В работе [7] показано, что совместное влияние оптической гиротропии, акусто- и электроиндуцированной анизотропии приводит к значительному изменению поляризационных и энергетических характеристик дифрагированных волн. Следует отметить, что в одноосных и двуосных кристаллах оптическая и акустическая гиротропия проявляется лишь для особых направлений — оптических и акустических осей кристаллов [6,8]. В гиротропных кубических кристаллах гиротропию необходимо учитывать для любой геометрии взаимодействия света и ультразвука [7,8].

В настоящей работе с использованием метода медленно меняющихся амплитуд исследовано влияние оптической и акустической гиротропии на особенности неколлинеарной брэгговской дифракции в кубических кристаллах. При этом учитывались особенности изменения диэлектрических свойств кубических кристаллов под действием внешнего электрического поля E^0 [9].

Выберем систему координат XYZ так, что в направлении оси OX возбуждается сдвиговая УЗ волна, а

под углом φ к оси OZ падает световая волна, поляризованная под углом ψ к плоскости дифракции XZ . Загухающая гиперзвуковая волна с вектором смещения $U = U_0 [e_2 \cdot \cos(\rho_a x) + e_3 \sin(\rho_a x)] \exp [(-\alpha x) + i(Kx - \Omega t)]$ ($K = \Omega/v$, Ω — циклическая частота, v — фазовая скорость УЗ волны, ρ_a — параметр акустической гиротропии, e_2, e_3 — единичные векторы вдоль осей OY и OZ соответственно) занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. УЗ волна создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости ($\Delta \epsilon_{ij}$), которое связано с упругими деформациями $U_{ik} = (1/2)(\nabla_k U_i + \nabla_i U_k)$ и фотоупругими постоянными P_{ijkl} соотношениями: $\Delta \epsilon_{ik} = -\epsilon^2 P_{ikmn} U_{mn}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды.

Для расчета комплексных векторных амплитуд дифрагированных полей будем исходить из уравнений Максвелла и материальных уравнений [10] гиротропного диэлектрика, из которых следует волновое уравнение для напряженности поля световой волны в области, занятой ультразвуком, приведенное в [7,11].

С использованием результатов работ [4,7,11] эффективность дифракции η на выходной грани $z = l$ области АО взаимодействия для светового пучка шириной d можно представить в виде

$$\eta = (\kappa^2 d) \int_0^d \left\{ \left[-\left(N \sin(a_1 l) + \bar{N} \sin(a_2 l) \right) \cos \psi + R \left(\cos(a_1 l) - \cos(a_2 l) \right) \cos \psi - \left(A \sin(a_1 l) + \bar{A} \sin(a_2 l) \right) \sin \psi \right]^2 + \left[\left(N \sin(a_1 l) + \bar{N} \sin(a_2 l) \right) \sin \psi + R \left(\cos(a_2 l) - \cos(a_1 l) \right) \sin \psi + \left(A \sin(a_1 l) + \bar{A} \sin(a_2 l) \right) \cos \psi \right]^2 + \left(B \sin(a_1 l) + \bar{B} \sin(a_2 l) \right)^2 \right\} dx,$$

где

$$N = \frac{\delta \rho}{a_1(a_1^2 - a_2^2)}, \quad R = \frac{2\Delta}{a_1^2 - a_2^2},$$

$$A = \frac{2\rho\Delta}{a_1(a_1^2 - a_2^2)}, \quad B = \frac{(4\Delta^2 - a_2^2 - a_1^2)}{2a_1(a_1^2 - a_2^2)},$$

$$a_{1,2} = \left\{ (\delta^2/4 + \kappa^2 + \rho^2 + \Delta^2) \pm \left[(\rho^2 + \Delta^2 + \kappa^2)^2 - (\kappa^2 - \Delta^2)^2 - (\rho^2 + \Delta^2)(\rho^2 + \Delta^2 - \delta^2) + (\Delta^4 - 2\rho^2 \kappa^2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2},$$

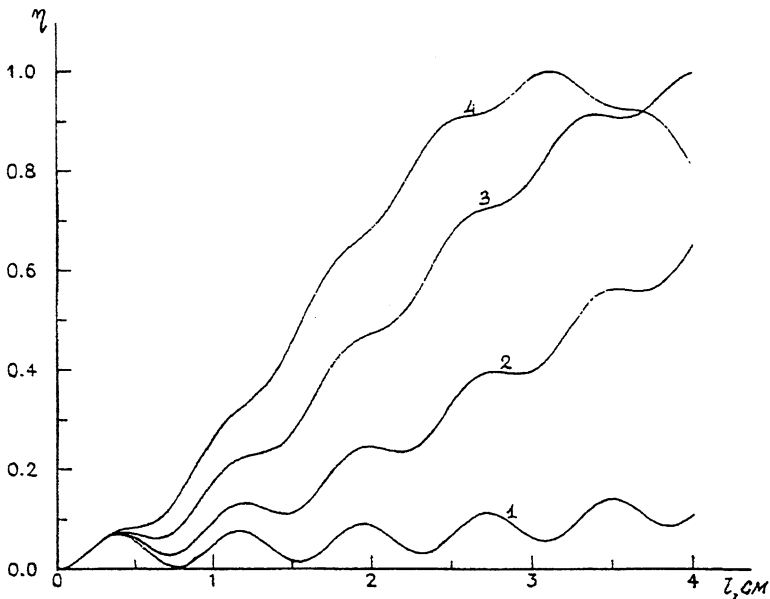


Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции η от длины области АО взаимодействия l при различных значениях напряженности внешнего электрического поля E^0 : 1 — 1 кВ/см, 2 — 3 кВ/см, 3 — 5 кВ/см, 4 — 7 кВ/см ($f = 400$ МГц, $I_a = 10^2$ Вт/см², $\varphi = \varphi_6$).

причем $\kappa = -(\pi n^3 P_{44}) / (2\lambda_0 \cos \varphi_6) \sqrt{2I_a / (\sigma V^3)}$, $\Delta = \pi n^3 r_{44} \times \times E^0 / \lambda_0$, $\delta = (\Omega / 2v)(\varphi - \varphi_6)$ — отстройка фазового синхронизма (n — показатель преломления материала звукопровода, σ — плотность кристалла, λ_0 — длина световой волны в вакууме, v — фазовая скорость УЗ волны, I_a — интенсивность ультразвука, P_{44} (r_{41}) — фотоупругая (электрооптическая) постоянная, φ_6 — угол Брэгга). Волна сверху соответствует замене $a_1 \leftrightarrow a_2$. Параметр удельного вращения $\rho_a = (2\pi^2 f / (\sigma v)) G$, где G — параметр акустической активности [8].

Численные расчеты с использованием выражений (1), (2) проводились для случая АО дифракции излучения He-Ne лазера ($\lambda_0 = 0.6328$ мкм) на сдвиговой УЗ волне, возбуждаемой вдоль кристаллографической оси [100] гиротропного кубического кристалла германата висмута ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) [2]. Внешнее электрическое поле прикладывалось вдоль оси $OY \parallel [010]$. Параметр акустической активности $G = (5.8 \pm \pm 0.8)$ Н/м [12].

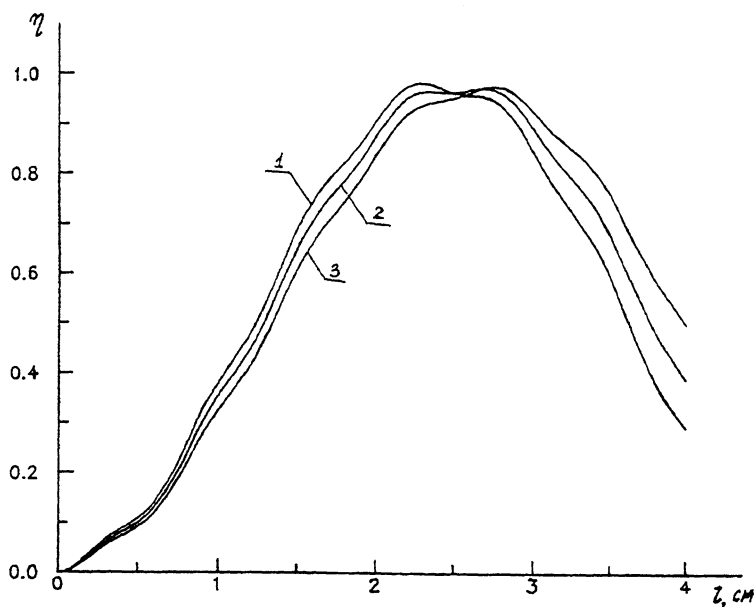


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции η от длины области АО взаимодействия l при различных частотах УЗ волны f : 1 — 0.4 ГГц; 2 — 0.7 ГГц; 3 — 1.5 ГГц ($E^0 = 10$ кВ/см, $I_a = 10^2$ Вт/см², $\varphi = \varphi_6$).

На рис. 1 приведена зависимость эффективности дифракции η от длины АО взаимодействия l для различных значений напряженности внешнего электрического поля E^0 . Из рисунка следует, что при увеличении внешнего электрического поля дифракционная эффективность также увеличивается. Этот физический эффект объясняется тем, что индуцированное внешним электрическим полем линейное двулучепреломление подавляет циркулярное, вследствие чего нарушается обычная периодическая зависимость $\eta(l)$ и возможен практически полный обмен энергией между нулевым и первым порядком дифракции [7].

Зависимость дифракционной эффективности η от длины АО взаимодействия l при различных значениях частоты падающей УЗ волны $f = \Omega/2\pi$ представлена на рис. 2. При этом с увеличением частоты f для малых длин АО взаимодействия происходит уменьшение эффективности дифракции, связанное с увеличением коэффициента затухания УЗ волны.

Из выражения (1) следует, что при точном брэгговском синхронизме ($\varphi = \varphi_6$) эффективность АО дифракции η не за-

висит от азимута поляризации падающего света ϕ . Данная особенность АО взаимодействия может быть использована для создания устройств с поляризационно-независимой модуляцией света.

Авторы выражают благодарность В.Н. Белому за полезные замечания.

Настоящая работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь.

Список литературы

- [1] Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.
- [2] Акустические кристаллы. Справочник / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, В.В. Чкалова и др. Под ред. М.П. Шаскольской. М., 1986. 629 с.
- [3] Глинский А.А. // Опт. и спектр. 1984. Т. 56. В. 8. С. 966–967.
- [4] Пилипович В.А., Щербак Ю.М. // Изв. АН БССР. Сер. физ. 1975. № 4. С. 100–104.
- [5] Белый В.Н., Войтенко Н.Г., Кулак Г.В. // ЖПС. 1992. Т. 56. № 5–6. С. 831–836.
- [6] Акимов С.В., Белый В.Н., Горбенко В.М. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. В. 2. С. 600–606.
- [7] Belyi V.N., Kulak G.V. // Proceedings of "Bianisotropic'93". Seminar on Electrodynamics of chiral and bianisotropic media. Gomel, 1993. P. 71–84.
- [8] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. // Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
- [9] Барковский Л.М., Федоров Ф.И. // Кристаллография. 1965. Т. 10. В. 2. С. 174–180.
- [10] Бокуть Б.В., Сердюков А.Н., Федоров Ф.И. Кристаллография. 1970. Т. 5. В. 5. С. 1002–1006.
- [11] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 6. С. 1027–1029.
- [12] Kleszozewski Z. // Arch. Acoust. 1990. V. 15. N 3–4. P. 367–374.

Мозырский государственный
педагогический институт
Беларусь

Институт физики АН Беларуси

Поступило в Редакцию
6 мая 1995 г.